

Моделирование эксклюзивных партонных распределений и дальних быструх корреляций в pp столкновениях при энергиях БАК

В. Н. Коваленко^{1,*}

¹*Санкт-Петербургский государственный университет,*

Физический факультет

(30 ЯНВАРЯ 2012 Г.)

Мягкая часть pp взаимодействия рассматривается в рамках феноменологической модели с образованием цветных струн. В предположении, что элементарное столкновение реализуется как взаимодействие двух цветовых диполей для фиксации параметров модели оценивается полное неупругое сечение и множественность заряженных частиц. Особое внимание уделяется моделированию необходимых для описания корреляций эксклюзивных партонных распределений с учетом закона сохранения энергии и фиксации центра масс. Разработан алгоритм слияния струн в поперечной плоскости, учитывающий их конечную протяженность по быстрой. В рамках этого механизма найдено влияние эффектов слияния струн на дальние корреляции.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время проводятся эксперименты по изучению столкновений адронов и тяжелых ионов на коллайдере LHC (ЦЕРН) при сверхвысоких энергиях. Подавляющее большинство частиц, рождающихся в таких столкновениях, принадлежат к мягкой составляющей спектра, не описываемой в рамках теории возмущений квантовой хромодинамики (КХД), поэтому используются полуфеноменологические модели.

Одной из таких моделей, применяемой для описания мягкой составляющей адронных и ядерных взаимодействий при высоких энергиях, является модель кварк-глюонных

* Electronic address: nvkinf@rambler.ru

струн [1, 2], ведущая свое происхождение от реджевского подхода. В этой модели при взаимодействии адронов на первом этапе формируются протяженные объекты – кварк-глюонные струны. Образование наблюдаемых адронов происходит на втором этапе в процессе фрагментации этих струн. Поскольку кварк-глюонная струна является протяженным объектом, дающим при фрагментации вклад в широкий интервал быстрот, для изучения свойств цветных струн (в том числе возможности их слияния) было предложено использовать так называемые дальние корреляции, соответствующие выбору наблюдаемых из различных быстротных окон, разделенных достаточно большим интервалом быстрот. Эти дальние корреляции в настоящее время являются одним из главных объектов исследования коллектива ALICE/СПбГУ, при этом ведутся как экспериментальные, так и теоретические исследования [3].

Теоретическое изучение дальних корреляций ведется с помощью метода Монте-Карло [4, 5], разработаны алгоритмы [6], описывающие протон-протонные столкновения в рамках концепции бесконечных по быстрой струн. Однако, для более корректного описания таких характеристик, как корреляции, существенно, в частности, моделировать эксклюзивные партонные распределения, также как и особенности образования цветных струн, в том числе слияния в поперечной плоскости [7, 8]. В связи с этим целью настоящей работы является моделирование эксклюзивных партонных распределений, а также исследование протон-протонных столкновений в рамках модели, учитывающей конечную длину по быстрой и эффекты слияния кварк-глюонных струн.

2. ЭКСКЛЮЗИВНЫЕ ПАРТОННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Для построения эксклюзивного партонного распределения по долям импульса мы исходим из того, что независимость партонов ограничена только выполнением закона сохранения энергии-импульса, следовательно оно имеет факторизованный вид [9]:

$$F_E(x_1, x_2, \dots, x_N) = \rho_1(x_1)\rho_2(x_2) \cdot \dots \cdot \rho_N(x_N) \cdot \delta\left(\sum_{j=1}^N x_j - 1\right). \quad (1)$$

Инклюзивные структурные функции имеют вид [10, 11]:

$$f_u(x) = f_{\bar{u}}(x) = C_{u,n} x^{-\frac{1}{2}}(1-x)^{\frac{1}{2}+n}, \quad (2)$$

$$f_d(x) = f_{\bar{d}}(x) = C_{d,n} x^{-\frac{1}{2}}(1-x)^{\frac{3}{2}+n}, \quad (3)$$

$$f_{ud}(x) = C_{ud,n} x^{\frac{3}{2}}(1-x)^{-\frac{3}{2}+n}, \quad (4)$$

$$f_{uu}(x) = C_{uu,n} x^{\frac{5}{2}}(1-x)^{-\frac{3}{2}+n}. \quad (5)$$

При этом предполагается, что морские кварки и антикварки имеют такое же инклюзивное распределение, что и валентные кварки. В $2/3$ событий дикварк имеет конфигурацию ud , в $1/3$ — uu .

Соответствующее эксклюзивное распределение для произвольного числа кварк-антикварковых пар имеет вид:

$$\rho(x_1, \dots, x_N) = c \cdot \prod_{j=1}^{N-1} x_j^{-\frac{1}{2}} \cdot x_N^{\alpha_N} \delta\left(\sum_{i=1}^N x_i - 1\right). \quad (6)$$

где валентный кварк имеет номер $N-1$, дикварк — N , а остальные номера принадлежат морским кваркам и антикваркам. $\alpha_N = 3/2$ (ud -дикварк), $\alpha_N = 5/2$ (uu -дикварк),

Для генерации случайных величин (6) с учетом дельта-функции необходимо применять особые методы. Одним из наиболее общеупотребимых и универсальных является метод Неймана [12], однако он неэффективен при большом числе переменных. Явный вид распределения позволяет значительно повысить эффективность генерации. Сделаем замену $x_j = y_j^2, j = 1, \dots, N-1$. Тогда выражение (6) для плотности распределения примет более простой вид:

$$\rho(y_1, \dots, y_{N-1}, x_N) = c_1 \cdot x_N^{\alpha_N} \cdot \delta\left(\sum_{i=1}^{N-1} y_i^2 - 1 + x_N\right).$$

Произведем еще одну замену: $y_i = z_i \sqrt{1 - x_N}, i = 1, \dots, N-1$. Тогда

$$\rho(z_1, \dots, z_{N-1}, x_N) = c_2 \cdot x_N^{\alpha_N} (1 - x_N)^{(N-3)/2} \cdot \delta\left(\sum_{i=1}^{N-1} z_i^2 - 1\right). \quad (7)$$

Данная формула означает, что x_N подчиняется бета-распределению, а z_j распределены равномерно на единичной сфере. Пусть $\xi_1 \dots \xi_{N-1}$ — стандартные нормально распределенные случайные величины, а ξ_N — равномерно распределена на отрезке $(0, 1)$. Тогда $x_N = I_{x_N}(\alpha_N + 1, \frac{N-3}{2} + 1)$, $x_i = \frac{\xi_i^2}{\sum_{j=1}^N \xi_j^2} \cdot (1 - x_N)$ будут удовлетворять исходному

распределению. Описанный метод позволяет осуществлять генерацию долей импульсов кварков за время, линейно растущее при увеличении N .

Для партонной плотности в плоскости прицельного параметра мы используем гауссово распределение [6]:

$$\rho(x, y) = \frac{1}{\pi r_0^2} e^{-\frac{r^2}{r_0^2}}, \quad (8)$$

Параметр r_0 связан со среднеквадратичным радиусом протона: $\langle r_N^2 \rangle = \frac{3}{2} r_0^2$.

Для построения эксклюзивного распределения необходимо учесть закон сохранения момента, что в нашем случае означает фиксацию центра масс всех партонов:

$$\sum_{j=1}^N \vec{r}_j \cdot E_j = 0. \quad (9)$$

При ультрарелятивистских энергиях $E_j \simeq |p_j| \simeq p_{zj}$ (9) эквивалентно

$$\sum_{j=1}^N \vec{r}_j \cdot x_j = 0, \quad (10)$$

В итоге, эксклюзивное распределение координат партонов в плоскости прицельного параметра должно удовлетворять следующим требованиям:

1. Центр масс партонов покоится, $\sum_{j=1}^N \vec{r}_j \cdot x_j = 0$ выполнено в каждом событии.
2. Инклюзивное распределение каждого партона является гауссовым.
3. Нормировка: $\langle r^2 \rangle = \langle \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N r_j^2 \rangle = r_0^2$.

Генерация координат партонов в плоскости прицельного параметра происходит следующим образом:

1. Формируется $2N$ независимых стандартных гауссовых величин $\xi_1, \dots, \xi_N, \eta_1, \dots, \eta_N$
2. Вычисляются координаты центра масс: $x_{\text{ц.м.}} = \sum_{j=1}^N x_j \xi_j, y_{\text{ц.м.}} = \sum_{j=1}^N x_j \eta_j,$
3. Производится сдвиг: $\tilde{\xi}_i = \xi_i - x_{\text{ц.м.}}, \tilde{\eta}_i = \eta_i - y_{\text{ц.м.}},$
4. Масштабирование с постоянным коэффициентом: $x_i = \tilde{\xi}_i/a, y_i = \tilde{\eta}_i/a$

Полученные величины (x_i, y_i) являются координатами партонов.

Остановимся подробнее на вычислении величины a (константы, зависящей только от количества партонов и типа дикварка) из условия нормировки. Координаты для кварка и для дикварка до масштабирования задаются следующим образом:

$$\tilde{\xi}_j = (1 - x_j)\xi_j - x_N\xi_N - \sum_{i=1, i \neq j}^{N-1} x_i\xi_i, \quad j = 1, 2, \dots, N-1 \quad (11)$$

$$\tilde{\xi}_N = (1 - x_N)\xi_N - \sum_{i=1}^{N-1} x_i\xi_i \quad (12)$$

Подсчитаем дисперсии, учитывая независимость величин ξ_j и x_i :

$$D\tilde{\xi}_q = \langle (1 - x_q)^2 \rangle + \langle x_{qq}^2 \rangle + (N-2) \langle x_q^2 \rangle \quad (13)$$

$$D\tilde{\xi}_{qq} = \langle (1 - x_{qq})^2 \rangle + (N-1) \langle x_q^2 \rangle \quad (14)$$

Уравнение для нахождения a имеет вид

$$N \cdot a^2 = (N-1)D\tilde{\xi}_q + D\tilde{\xi}_{qq}. \quad (15)$$

Выражения в угловых скобках (13)–(14) усредняются с помощью инклюзивных распределений (2)–(5). Окончательно:

$$a_{ud}^2 = \frac{(2n-1)(n^2+6n+12)}{2n(n+2)(n+3)}, \quad a_{uu}^2 = \frac{(2n-1)(n^2+8n+24)}{2n(n+3)(n+4)}. \quad (16)$$

Здесь a_{ud} обозначена величина a для конфигурации дикварка ud , a_{uu} – для конфигурации дикварка uu .

3. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

3.1. Цветные диполи

Для формулировки модели неупругих протон-протонных столкновений мы предполагаем, что элементарное столкновение партонов реализуется как взаимодействие двух цветowych диполей, состоящих из валентного кварка и дикварка, либо из кварк-антикварковой пары. Амплитуда вероятности взаимодействия двух диполей с координатами $(\vec{r}_1\vec{r}_2)$ и $(\vec{r}_3\vec{r}_4)$ в плоскости прицельного параметра имеет следующий вид [13]:

$$f = \frac{\alpha_S^2}{8} \ln^2 \frac{(\vec{r}_1 - \vec{r}_3)^2 (\vec{r}_2 - \vec{r}_4)^2}{(\vec{r}_1 - \vec{r}_4)^2 (\vec{r}_2 - \vec{r}_3)^2}, \quad (17)$$

В рамках приближения эйконала вероятность взаимодействия двух диполей

$$p_{ij} = 1 - e^{-f_{ij}}. \quad (18)$$

Полная вероятонсть неупругого взаимодействия двух протонов $p = 1 - e^{-\sum_{i,j} f_{ij}}$, где суммирование ведется по всем диполям. Величина α_S имеет смысл эффективной константы взаимодействия, и её величина используется как подгоночный параметр для более правильного описания экспериментальных данных, причем предполагается, что она не зависит ни от энергии, ни от количества кварк-антикварковых пар в протоне.

Влияние конфайнмента может быть учтено следующим образом [13, 14]: заменить кулоновский пропагатор $\Delta(\vec{r}) = \int \frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2} \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{k^2}$, который получается из (17), на соответствующий пропагатор Юкавы: $\frac{1}{k^2 + M^2}$, где $M = 1/r_{max}$ – характерный масштаб конфайнмента. Тогда формула (17) примет вид:

$$f = \frac{\alpha_s^2}{2} \left[K_0 \left(\frac{|\vec{r}_1 - \vec{r}_3|}{r_{max}} \right) + K_0 \left(\frac{|\vec{r}_2 - \vec{r}_4|}{r_{max}} \right) - K_0 \left(\frac{|\vec{r}_1 - \vec{r}_4|}{r_{max}} \right) - K_0 \left(\frac{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|}{r_{max}} \right) \right]^2$$

Согласно оценкам [15] отношение квадратов радиусов протона и адрона должны быть порядка $\frac{1}{10}$. В этом случае $r_{max} \simeq 0.2 - 0.3 \text{ фм}$. Поскольку при $r \ll r_{max}$ $K_0(r/r_{max}) \simeq -\ln(r/(2r_{max}))$, то в этом предельном случае мы снова возвращаемся к исходной формуле (17). При $r \gg r_{max}$ модифицированная функция Бесселя ведет себя следующим образом:

$$K_0 \left(\frac{r}{r_{max}} \right) \simeq \sqrt{\frac{\pi r_{max}}{r}} e^{-\frac{r}{r_{max}}}, \quad (19)$$

что обеспечивает экспоненциальное падение вероятности столкновения двух протонов при большом прицельном параметре.

3.2. Вычисление наблюдаемых величин

Вероятности столкновений диполей, полученные ранее, используются для построения матрицы столкновений. Каждый диполь может взаимодействовать только с одним другим диполем, поэтому заполнение матрицы столкновений начинается с валентных диполей.

Следующим этапом является генерация струн в пространстве быстроты. Величины y_{min}, y_{max} (концы струны) определяются из кинематического условия распада струны только на две частицы со средним $p_t = 0.3 \text{ GeV}$ и массами $m_\pi = 0.15 \text{ GeV}$ (для пиона –

если на конце струны кварк или антикварк) или $m_p = 0.94 GeV$ (для нуклона – если на конце струны дикварк). Слишком короткие струны исключаются из рассмотрения требованием, чтобы сумма масс рожденных частиц была меньше, чем масса струны, т.е. $\sqrt{s}x_Ax_B$, где x_A, x_B – доли импульса партонов на концах струны. Поперечные координаты центра струны полагаются равными среднему арифметическому соответствующих координат партонов на ее концах.

Для вычисления распределения множественности и среднего поперечного импульса по быстрой предполагается, что множественность (μ_0) и средний поперечный импульс (p_0) от одной струны фиксированы и не зависят ни от энергии, ни от других параметров модели. При большем количестве струн они начинают перекрываться в плоскости прицельного параметра, что приводит к необходимости учета их взаимодействия, что может быть выполнено в модели, учитывающей эффекты слияния струн [7].

Для нахождения множественности и среднего поперечного импульса, с учетом эффекта слияния цветных струн был использован вариант с локальным слиянием (overlaps) в рамках дискретной модели, предложенной в [16–18]. В этом случае согласно [7] предполагается, что средняя множественность на единицу быстрой и средний поперечный импульс заряженных частиц, излученных из области перекрытия k струн, описываются следующими выражениями:

$$\langle \mu \rangle_k = \mu_0 \sqrt{k} \frac{S_k}{\sigma_0} \quad \langle p_t^2 \rangle_k = p_0^2 \sqrt{k} \quad (20)$$

Здесь S_k – поперечная площадь области, где произошло перекрытие k цветных струн, σ_0 – поперечная площадь струны, μ_0 и p_0 – средняя множественность на единицу быстрой и средний поперечный импульс заряженных частиц, когда они рождаются от распада одиночной струны. В дискретной модели поперечная плоскость заменяется решеткой с площадью ячейки, равной площади струны, и струны считаются слившимися, если их центры попадают в одну и ту же ячейку. Для учета конечной длины струн каждая ячейка делится на интервалы по быстрой так, чтобы количество струн в каждом интервале было постоянным. После этого расчеты производятся с дополнительным суммированием по всем быстройным интервалам.

Для вычисления nn и $p_t n$ корреляционных функций для дальних (с разнесенными по быстрой окнами F и B) используется метод [4, 6], в котором для каждой струнной конфигурации, т.е. для каждого события, сгенерированного методом Монте-Карло, вы-

числяется средняя множественность и средний поперечный импульс с последующим усреднением по всем конфигурациям:

$$\langle n_B \rangle_{n_F} = \frac{\sum_C w(C) \langle n_B \rangle_C P_C(n_F)}{\sum_C w(C) P_C(n_F)}, \quad (21)$$

$$\langle p_{tB}^2 \rangle_{n_F} = \frac{\sum_C w(C) \langle p_{tB}^2 \rangle_C P_C(n_F)}{\sum_C w(C) P_C(n_F)}, \quad (22)$$

где $w(C)$ – вероятность реализации конфигурации C . В качестве вероятности $P_C(n_F)$ иметь множественность n_F в переднем окне при данной конфигурации, как и в работах [4, 6], используется распределение Пуассона со средним значением, равным $\langle n_F \rangle_C$.

Полное неупругое сечение в данной работе вычисляется двумя способами:

$$\sigma^{(1)} = \frac{\sum p}{N_{sim}} \cdot a^2, \quad (23)$$

$$\sigma^{(2)} = \frac{N_{ev}}{N_{sim}} \cdot a^2, \quad (24)$$

где a^2 – площадь области в плоскости прицельного параметра, в которой генерируются протоны. Второй способ представляет собой обычный метод в Монте-Карловских симуляциях, в то время как первый является следствием модели цветowych диполей. Обе формулы дают один и тот же результат, однако первый способ является более точным.

4. МОНТЕ-КАРЛОВСКИЙ АЛГОРИТМ

Моделирование процесса pp столкновения начинается с генерации координат \vec{r}_A, \vec{r}_B центров протонов в плоскости прицельного параметра с равномерным распределением в квадрате площадью a^2 (minimum-bias симуляции), причем величина a выбирается много больше, чем характерный радиус взаимодействия протонов, так чтобы при ее дальнейшем увеличении результаты от нее не зависели.

Далее генерируются число диполей для каждого протона (m_A, m_B) согласно распределению Пуассона с параметром λ ; случай $m = 0$ отбрасывается, поскольку диполь из валентных дикварка и кварка обязательно должен присутствовать. Количество партонов (N) принимается равным удвоенному числу диполей. Дикварку приписывается тип uu с вероятностью $1/3$ или ud – с вероятностью $2/3$.

Затем генерируются доли импульса партонов (6) и поперечные координаты. Параметр r_0 выбирается равным 0.51фм, исходя из среднеквадратичного радиуса протона $r_N = 0.63$ фм. Из пар кварк-антикварк и кварк-дикварк строится набор диполей для каждого протона и генерируется матрица взаимодействия с помощью вероятностей (18, 19). Вычисляется полная вероятность взаимодействия $p = 1 - e^{-\sum_{ij} f_{ij}}$, которая используется для подсчета сечения.

По матрице столкновений строится набор струн, и с использованием дискретного алгоритма слияния производится вычисление распределений множественности и среднего поперечного импульса по быстрой, по которым рассчитываются величины дальних корреляций, а также средняя множественность и средний поперечный импульс для заданных быстрой окон.

5. ПРОЦЕДУРА ФИКСАЦИИ ПАРАМЕТРОВ

Рост множественности и сечения в данной модели обеспечивается за счет увеличения количества кварк-антикварковых пар (параметра λ). Величина λ фиксируется из экспериментальных данных по полному неупругому сечению [19]:

$$\sigma_{pp}^{in}(s) = 32.08 - 1.574 \cdot \ln(s) + 0.6622 \cdot \ln^2(s). \quad (25)$$

В связи с тем, что расчет сечения в рамках данной модели при заданном λ не использует величину энергии, симуляции проводятся в два этапа: на первом устанавливается связь σ_{pp}^{in} и λ , а на втором для заданной энергии определяется λ с использованием фита (25) и проводятся остальные расчеты.

Величины μ_0 и p_0 фиксируются в одной точке при низкой энергии.

Экспериментальные данные для множественности и поперечного импульса были взяты из работ [20, 21]:

$$\langle p_t \rangle = 0.413 - 0.0171 \ln s + 0.00143 \ln^2 s, \quad (26)$$

$$\left. \frac{dN}{d\eta} \right|_{\eta=0} = 0.815 \cdot s^{0.10671}. \quad (27)$$

Другие параметры модели выбирались следующим образом: для $r_{max} \simeq 0.2 - 0.3$ фм отношение r_{max}/r_0 выбиралось равным 0.5; константа α_S выбиралась для наилучшего

описания зависимости множественности от энергии. Радиус струны $r_{str} = 0.3\text{фм}$ соответствует оценкам [4, 5, 8, 16–18], полученным при описании поперечного импульса и дальних корреляций в ядро-ядерных взаимодействиях.

6. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 представлены результаты расчётов и экспериментальные данные среднего поперечного импульса и множественности заряженных частиц, образующихся в пр-столкновениях при различных энергиях в модели со слиянием струн ($r_{str} = 0.3\text{фм}$), при этом использовались следующие параметры: $\alpha_s = 1.4$, $\mu_0 = 1.02$, $p_0 = 0.37\text{ ГэВ/с}$.

Как и в случае без слияния [22], за счет подбора параметров (α_s, μ_0) удастся полностью описать множественность заряженных частиц в широком диапазоне энергий, однако при любом их разумном выборе рассчитанный рост поперечного импульса оказывается более медленным, чем наблюдаемый в эксперименте.

На рис. 2 представлена nn корреляционная функция, рассчитанная для энергии $E = 900\text{ ГэВ}$ для отдельных окон $(-0.8, 0)$, $(0, 0.8)$. Нелинейность корреляционной функции имеет место и в случае отсутствия слияния, однако при включении слияния струн она становится сильнее. Такое поведение корреляционной функции находится в согласии с расчетами для ядро-ядерных столкновений [4, 23].

На рис. 3 показаны результаты расчёта $p_t n$ корреляционной функции для тех же быстротных окон. Для сравнения с экспериментальными данными мы использовали $\langle p_{tB} \rangle_{n_F} = \sqrt{\langle p_{tB}^2 \rangle_{n_F}}$. К сожалению, пока имеются экспериментальные данные только о пр-п корреляциях в одном быстротном окне, и сравнение с представленными данными носит несколько условный характер. В целом, имеется качественное воспроизведение формы корреляционной функции.

Данные по полному неупругому сечению не приводятся, так как эта величина всегда фиксируется.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Закключение. В данной работе предложена модель, описывающая характеристики протон-протонных столкновений при высоких энергиях, которая включает детальное

моделирование партонных распределений; соответствующие Монте-Карловские процедуры разработаны для произвольного числа партонов в адроне. Это позволило разработать алгоритм слияния струн в поперечной плоскости с учетом их конечной протяженности по быстрой. В рамках этого механизма найдено влияние эффектов слияния струн на дальние по быстрой корреляции между множественностями заряженных частиц, а также между множественностью и средним поперечным импульсом.

В результате показано, что при использовании общепринятого значения радиуса струны 0.3 фм рассчитанный рост среднего поперечного импульса с энергией оказывается меньше экспериментально наблюдаемого. Возможно, это связано с тем, что на рост поперечного импульса при более высоких энергиях начинают оказывать влияние и другие механизмы, такие как вклад жёстких процессов. Увеличение радиуса струны до 0.4 фм должно улучшить количественное описание увеличения поперечного импульса, однако это может противоречить данным по ядро-ядерным столкновениям [4, 7].

В дальнейшем, в рамках предложенной модели также планируется изучать зависимость характеристик от ширины и конфигурации быстройных окон. Алгоритмы, предложенные в данной работе, могут быть применены к описанию нуклон-нуклонных столкновений при изучении столкновений тяжелых ионов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен В. В. Вечернину и Г. А. Феофилову за многочисленные обсуждения и ценные замечания.

-
1. A. Capella, U.P. Sukhatme, C.I. Tan, Van J. Tran Thanh, Phys. Rept. **236**, 225 (1994).
 2. H. J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, T. Pierog, and K. Werner, Phys. Rept. **350**, 93 (2001), hep-ph/0007198.
 3. A.Asryan, D.Derkach, M.A.Braun, G.A.Feofilov, A.Ivanov, R.Kolevatov, V.P.Kondratiev, P.Naumenko and V.V.Vechernin, CERN/LHCC 2005-030, ALICE PPR **II**, pp.452 (225).
 4. V. Vechernin and R. Kolevatov, Physics of Atomic Nuclei **70**, 1797 (2007),
 5. V. Vechernin and R. Kolevatov, Physics of Atomic Nuclei **70**, 1809 (2007),
 6. В. В. Вечернин, И. А. Лакомов, А. М. Пучков, Вестник СПбГУ Сер. 4 (2010).

7. M. Braun and C. Pajares, Eur. Phys. J. (C) **16**, 349 (2000),
8. N. Armesto, M. A. Braun, E. G. Ferreira, and C. Pajares, Phys. Rev. Lett. **77**, 3736 (1996),
9. P. Aurenche, F. W. Bopp, and J. Ranft, Zeitschrift für Physik C **23**, 67 (1984),
10. A. B. Kaidalov and O. I. Piskunova, Zeitschrift für Physik C Particles and Fields **30**, 145 (1986),
11. G. H. Arakelyan, A. Capella, A. B. Kaidalov, and Y. M. Shabelski, Eur. Phys. J. (C) **26**, 81 (2002),
12. F. W. Bopp and P. Aurenche, Zeitschrift für Physik C Particles and Fields **13**, 205 (1982),
13. G. Gustafson, Acta Phys. Polon. **B40**, 1981 (2009)
14. C. Flensburg, G. Gustafson, and L. Lonnblad, Eur. Phys. J. (C) **60**, 233 (2009),
15. M. A. Braun and V. V. Vechernin, Theoretical and Mathematical Physics **139**, 766 (2004),
16. Вечернин В. В., Колеватов Р. С., Вестник СПбГУ Сер. 4, вып. 2 pp. 12–23 (2004), hep-ph/0304295.
17. Вечернин В. В., Колеватов Р. С., Вестник СПбГУ Сер. 4, вып. 4 pp. 11–27 (2004), hep-ph/0305136.
18. Braun M. A., Kolevatov R. S., Pajares C., Vechernin V. V., Eur. Phys. J. C **32**, 535 (2004).
19. P.A. Bolokhov, M.A. Braun, G.A. Feofilov, V.P. Kondratiev, V.V. Vechernin, ALICE Internal Note/PHY **20**, 1.0 (2002).
20. V. Khachatryan, A. M. Sirunyan, A. Tumasyan, W. Adam, T. Bergauer, M. Dragicevic, J. Erö, C. Fabjan, M. Friedl, R. Frühwirth, *et al.* (CMS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **105**, 022002 (2010),
21. K. Aamodt *et al.* (ALICE Collaboration), Eur. Phys. J. C **68**, 345 (2010).
22. V. Kovalenko, Conference Proceedings „Science and Progress“ pp. 257–261 (2010).
23. NA49 collab. and Feofilov G.A., Kolevatov R.S., Kondratiev V.P., Naumenko P.A., Vechernin V.V. (NA49 collaboration), Proc. XVII Internat. Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, JINR, Dubna, **1**, 222 (2005).
24. K. Aamodt *et al.* (ALICE Collaboration), Phys.Lett. **B693**, 53 (2010), 1007.0719.

MODELLING OF EXCLUSIVE PARTON DISTRIBUTIONS AND LONG-RANGE RAPIDITY CORRELATIONS FOR PP COLLISIONS AT THE LHC ENERGY.

V. Kovalenko

Soft pp interactions are considered in the framework of phenomenological model with color strings formation. Under the assumption that elementary collision is realized as interaction of two color dipoles for the parameters fixing the total inelastic cross section and multiplicity of the charged particles are estimated. The special attention is given to modeling of exclusive parton distributions taking into account the energy conservation and fixing of mass center that is necessary for the description of correlations, corresponding Monte-Carlo procedures are developed for arbitrary number of partons in a hadron. The string fusion algorithm in a cross-section plane is developed taking into account the finite rapidity width of strings. In this framework the influence of string fusion effects on long-range correlations of charged particles estimated. The proposed algorithms are planned to use for studying of heavy ion collisions.

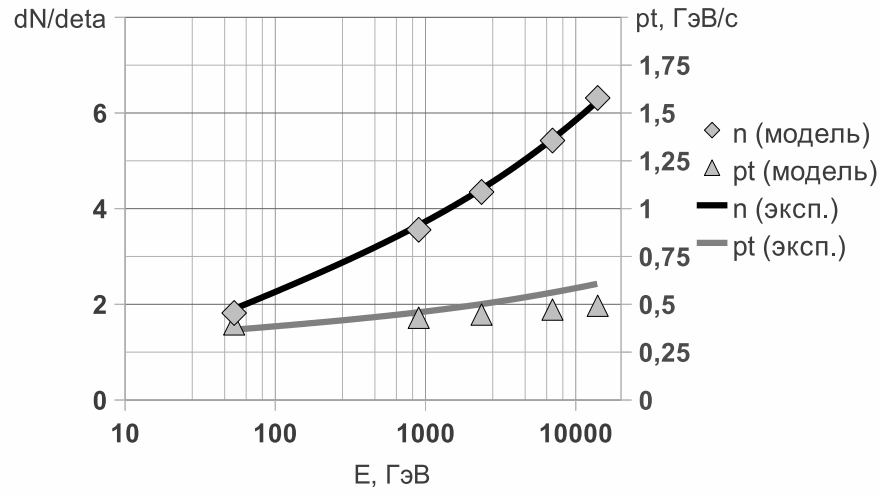


Рис. 1. Множественность и средний поперечный импульс заряженных частиц.

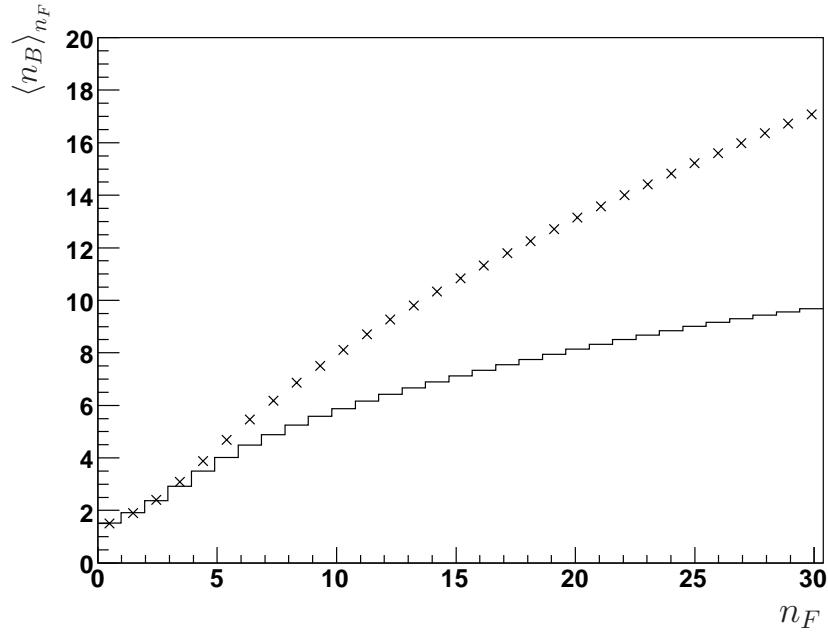


Рис. 2. nn корреляционная функция при энергии $E = 900 \text{ ГэВ}$, вычисленная в данной работе для быстротных окон $(-0.8; 0)$ и $(0.0; 0.8)$. Крестиками показана nn корреляция без учета эффекта слияния струн.

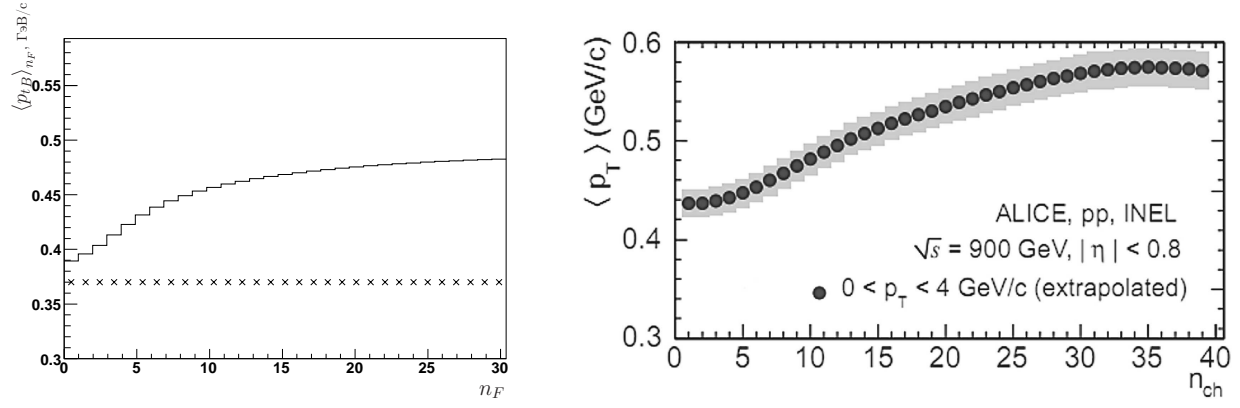


Рис. 3. Корреляционная функция дальних $p_T n$ корреляций, вычисленная в данной работе (слева), для быстротных окон $(-0.8; 0)$ и $(0.0; 0.8)$; экспериментальные данные (справа) при энергии $E = 900$ ГэВ [24]. Крестиками показана $p_T n$ корреляция без учета эффекта слияния струн.